



Рождение $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z на нейтрино и антинейтрино в эксперименте ATLAS и аномальные вершины взаимодействия четырех нейтральных бозонов

*Предзащита на кафедре «Физика элементарных частиц»
Специальность: 01.04.23 – «Физика высоких энергий»*

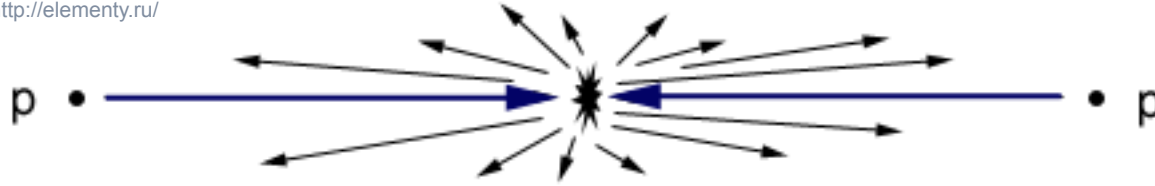
Соискатель: Краснопевцев Димитрий Васильевич¹

Научный руководитель: к.ф.-м.н., проф. Романюк Анатолий Самсонович¹

¹Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»

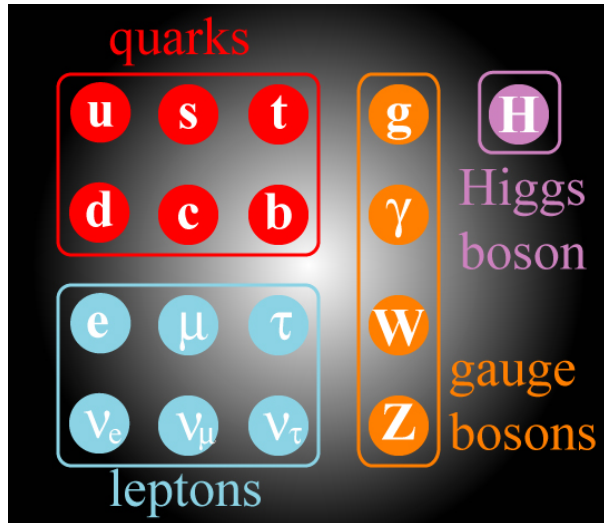
Введение: программа Большого адронного коллайдера (БАК)

<http://elementy.ru/>



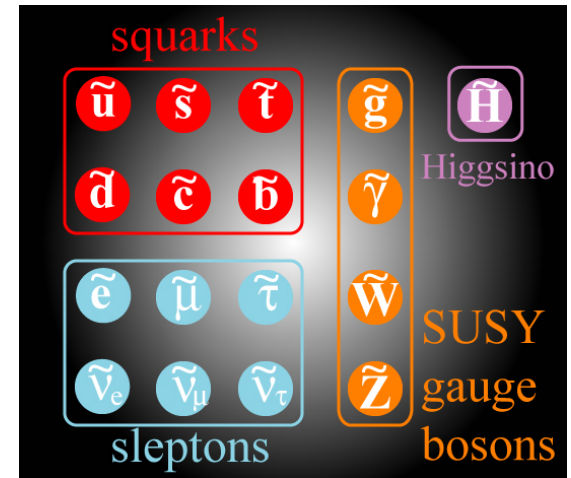
Физика Стандартной модели (СМ)

- Проверка сечений рождения частиц СМ
- Изучение свойств Хиггс бозона
- Прецизионные измерения масс известных частиц и углов смешивания



Физика вне рамок СМ

- Поиск частиц Супер Симметричной модели



- Темная материя
- Масса нейтрино
- Отклонение экспериментальных сечений и масс от предсказаний СМ

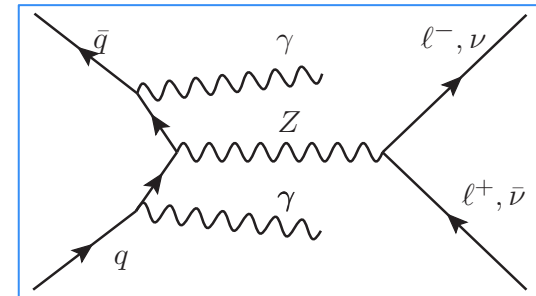
Одним из наиболее эффективных путей проверки СМ является изучение **редких процессов** (сечение порядка фб), которые предсказываются теоретической моделью.

$$pp \rightarrow Z(l^+l^-, \nu\bar{\nu})\gamma\gamma \quad (l = e, \mu)$$

$$\frac{\sigma_{pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma\gamma}}{\sigma_{pp \rightarrow Z(l^+l^-)\gamma\gamma}} \approx 3$$

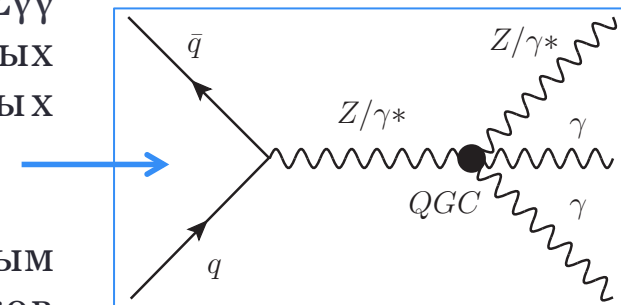
Сечение распада Z в нейтрино в 3 раз больше чем для заряженных каналов, что значительно увеличивает статистику

Сечение $Z(\nu\bar{\nu})\gamma\gamma$ не было ранее измерено в адронных экспериментах



Рождения Z бозона с образованием 2 фотонов в СМ

- Превышение предсказанного в СМ сечения рождения $Z\gamma\gamma$ может быть объяснено существованием аномальных вершин взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов (ВЧКБ), запрещенных в СМ.
- Существование аномальных вершин является прямым указанием на наличие новых частиц-переносчиков взаимодействий с массой превышающей достижимую энергию в эксперименте.



Запрещенная вершина в СМ

Цель работы:

измерение сечения рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z в нейтрино и антинейтрино в протон-протонных столкновениях и поиск аномальных вершин взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов.

Задачи

I. Методическая часть: Изучение параметров, описывающих эффективность восстановления треков заряженных частиц в Трековом Детекторе Переходного Излучения в эксперименте ATLAS в условиях высокой множественности протонных столкновений и внутри адронных струй.

II. Анализ физических данных:

1. разработать метод отбора сигнальных событий для процесса рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z в нейтрино и антинейтрино в протон-протонных столкновениях и провести оценку вклада фоновых событий в сигнал
2. определить сечение рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z в нейтрино и антинейтрино в протон-протонных столкновениях
3. обнаружить статистически значимое отклонение от СМ, либо поставить пределы на значения констант взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов в аномальных вершинах $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$

Первые измерения сечений $Z\gamma\gamma$ были проведены в экспериментах LEP с использованием данных от электрон-позитронных столкновений.

- Нейтринный канал: Eur. Phys. J. — 1999. — Т. C8. — С. 23— 40.

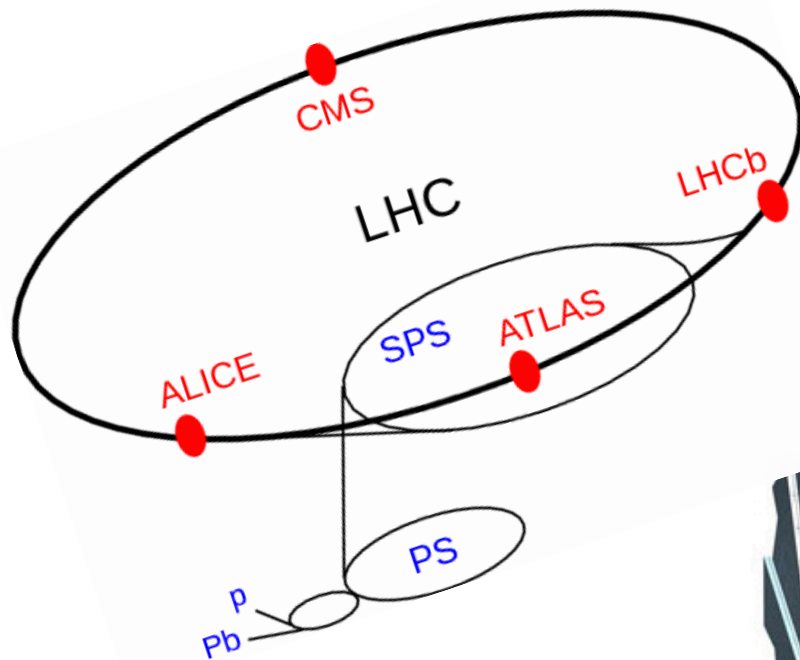
$\sqrt{s}(\text{GeV})$	$\sigma_{\text{meas}}^{\nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)}$ (pb)	$\sigma_{\text{KORALZ}}^{\nu\bar{\nu}\gamma\gamma(\gamma)}$ (pb)
130	1.49 ± 0.68	0.626 ± 0.010
136	1.23 ± 0.56	0.526 ± 0.008
161	0.16 ± 0.16	0.330 ± 0.018
172	0.32 ± 0.23	0.303 ± 0.017
183	0.27 ± 0.09	0.247 ± 0.002

- Адронный канал: Phys. Rev.—2004.—Т. D70.—С. 032005. (сложен для поиска на адронных экспериментах)
- Заряженный канал ($e+e^-/\mu+\mu^-$): Phys. Lett.—1993.—Т. B311.—С. 391—407 (были установлены верхние пределы на сечения)

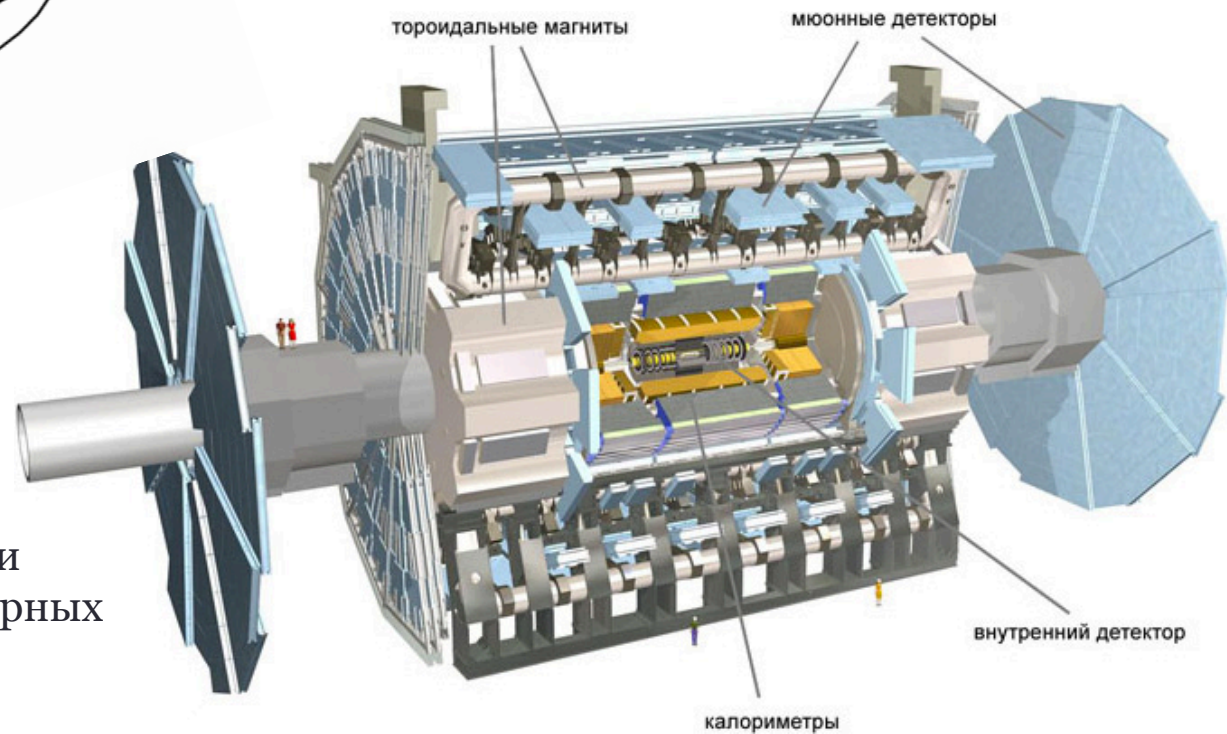
Оценка ограничений для ряда констант взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов в аномальных вершинах на основе данных LEP:

- Phys. Lett. — 2000. — Т. B478. — С. 39—49.
 - пределы менее чем на порядок слабее полученных в данной работе по причине более низкой энергии LEP $-0.007 \text{ GeV}^{-2} < a_0^Z/\Lambda^2 < 0.023 \text{ GeV}^{-2}$,
 - нет оценки параметра описывающих только нейтральную компоненту в аномальных вершины взаимодействия четырех бозонов: константа f_{T9} $-0.029 \text{ GeV}^{-2} < a_c^Z/\Lambda^2 < 0.029 \text{ GeV}^{-2}$,

Эксперимент ATLAS на БАК



Энергия в системе центра масс в 2012 году: **8 ТэВ**.
Набранная интегральная светимость: **20.3 фб⁻¹**.



ATLAS –самый большой в мире и многоцелевой детектор элементарных частиц. Состоит из нескольких детектирующих подсистем.

Регистрация частиц в эксперименте ATLAS

Мюонная система $|\eta| < 2.7$

- 4 детектирующие системы пропорциональных камер разного типа для поиска мюонов (μ)

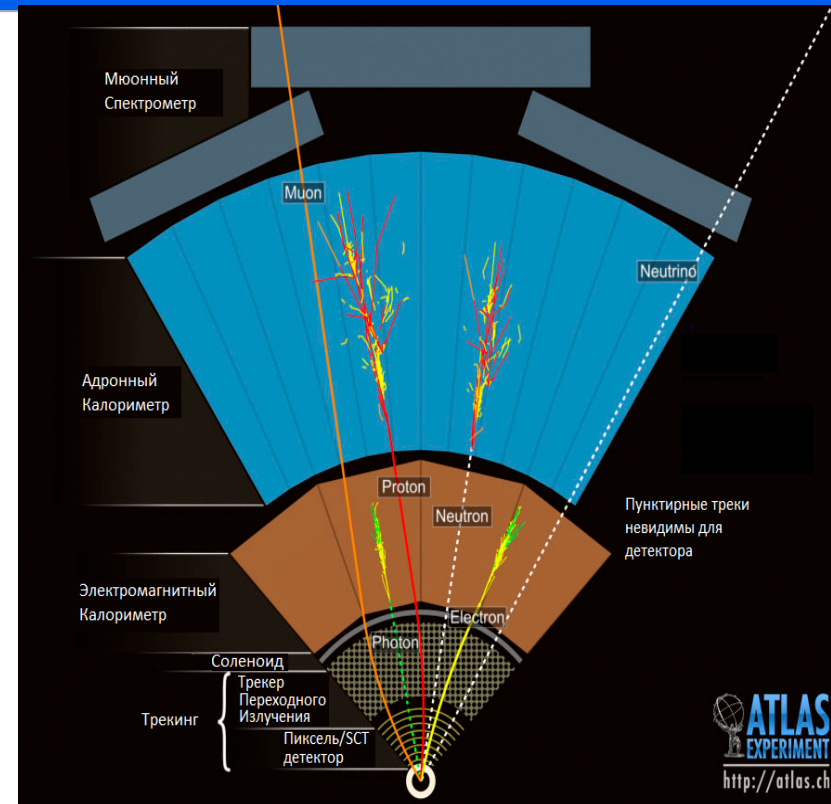
Система калориметров – энерговыделения частиц в $|\eta| < 4.9$

- Электромагнитный калориметр (электроны/фотоны) $\frac{\delta E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E(\text{ГэВ})}} \oplus 0.17\%$
- Адронный калориметр (струи) $\frac{\delta E}{E} = \frac{52\%}{\sqrt{E(\text{ГэВ})}} \oplus 3.0\%$

Внутренний детектор (ВД) - треки

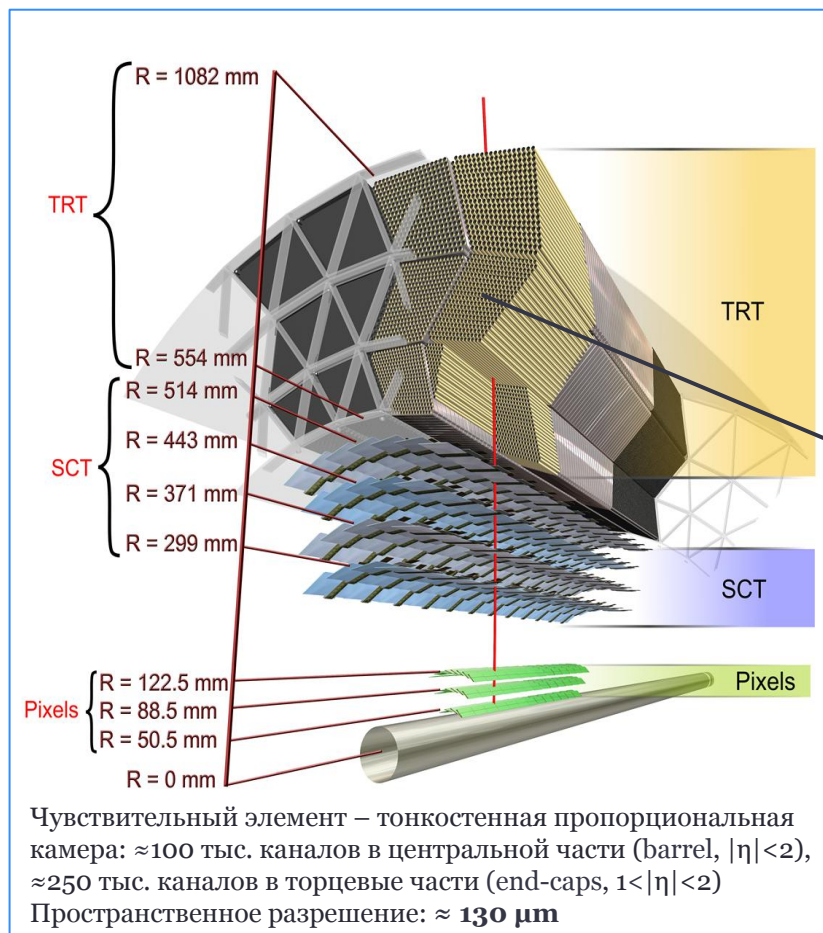
- Полупроводниковые детекторы (Pixel, SCT) $|\eta| < 2.5$
- Трековый детектор переходного излучения (TRT) $|\eta| < 2.0$

$$\frac{\delta p_T}{p_T} = \left(\frac{1.6}{\sqrt{\sin \theta}} \oplus 0.034 \times p_T(\text{ГэВ}) \right) \%$$



Трековый Детектор Переходного Излучения

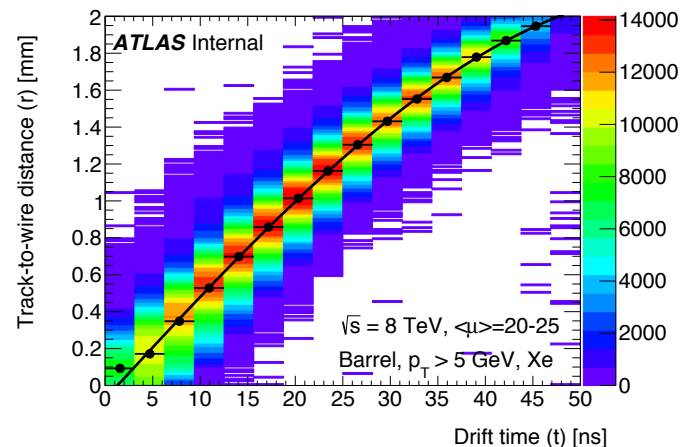
Transition Radiation Tracker (TRT) вносит вклад в восстановление треков и измерение импульсов заряженных частиц, а также в идентификацию электронов и конверсионных фотонов



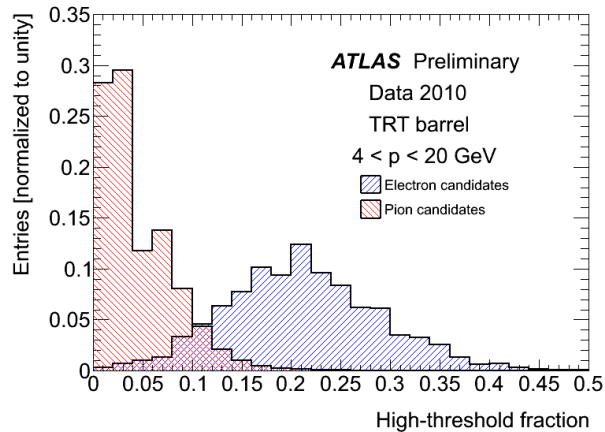
↑
Определение координат



↓
Идентификация частиц



r - t соотношение используется для перевода измеренного времени дрейфа [нс] в радиус дрейфа (R_d) [мм]



Доля измерений на треке в TRT, включающих вклад от переходного излучения (измерения с высокой амплитудой)

- 2 конверсионных или неконверсионных фотона ($p_T > 22$ ГэВ, $|\eta| < 2.37$)
- высокое значение «недостающей» энергии ($E_t^{\text{miss}} > 110$ ГэВ) – указание на нейтрино.

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2},$$

$$\text{где } E_{x(y)}^{\text{miss}} = E_{x(y)}^{\text{miss, calo}} + E_{x(y)}^{\text{miss, } \mu}$$

отрицательная сумма энергий всех зарегистрированных частиц в калориметрах ATLAS

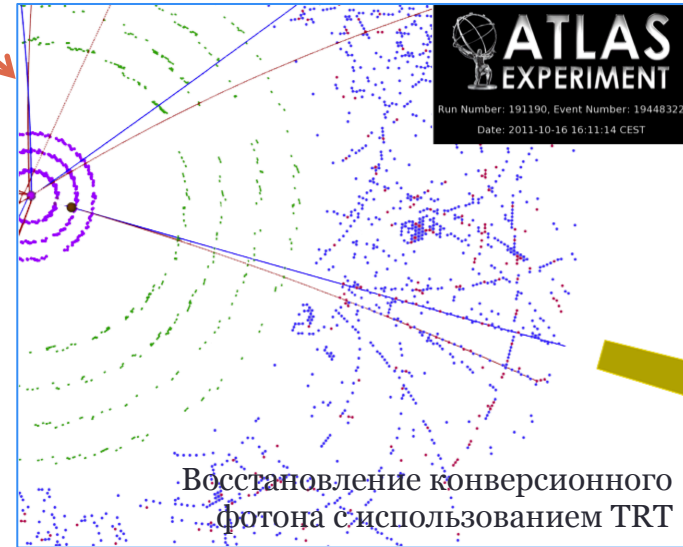
$$- \sum p_{x(y)}^{\mu}$$

отрицательная сумма импульсов всех зарегистрированных мюонов

$$\varphi^{\text{miss}} = \arctan(E_y^{\text{miss}}, E_x^{\text{miss}})$$

Для точного измерения параметров нейтрино (E_T^{miss} , φ) необходимо надежно знать поперечные энергии (импульсы) и углы всех зарегистрированных частиц.

Неверное измерение суммарного поперечного импульса мюонов (в измерении участвует TRT) приведет к ошибке в значении E_t^{miss} в конкретном событии и росту фона.

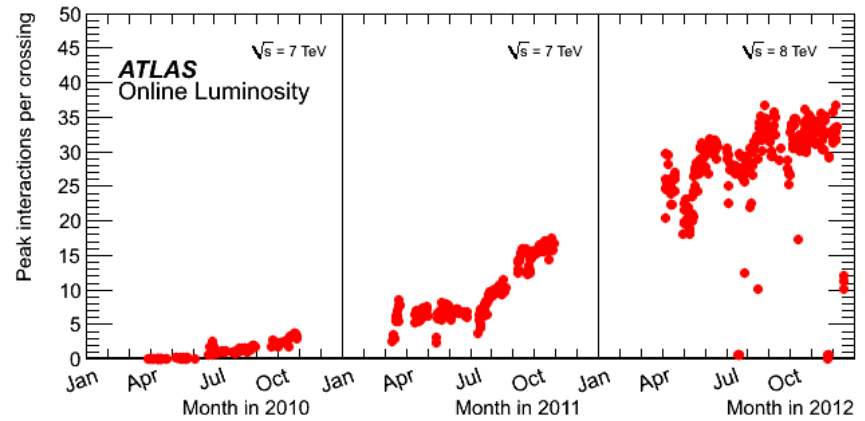


Рост загрузки детектирующих систем БАК

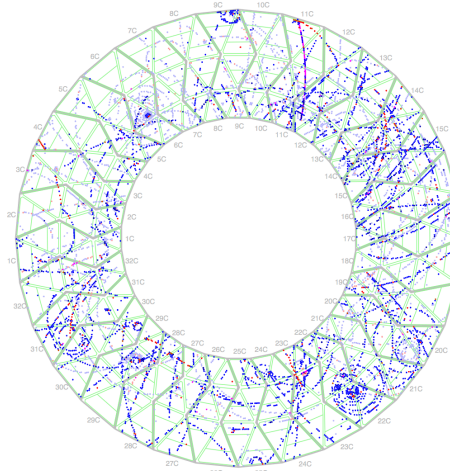
С ростом энергии протонных столкновений и количества взаимодействий в каждом событии ($\langle\mu\rangle$) увеличивается загрузка детектирующих элементов, в особенности тех, которые расположены ближе всего к центру ATLAS (трековые детекторы).

Для проведения физических анализов необходимо знать точное поведение детекторов при высоких загрузках и убедиться в хорошем согласии данных и Монте-Карло, т.к. часть фонов определяется на основе моделирования.

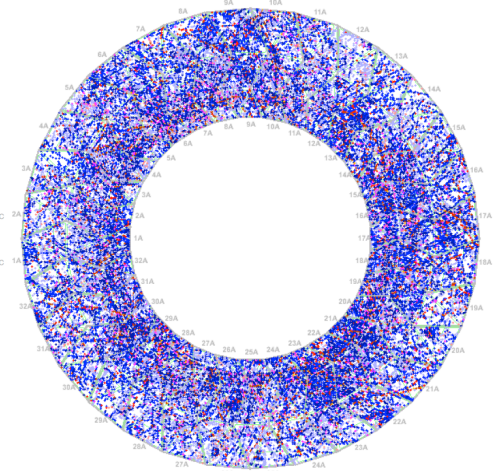
В настоящей работе проводилось изучение эффективности восстановления треков заряженных частиц в TRT в условиях высокого $\langle\mu\rangle$ и внутри адронных струй.



Рост количества протонных взаимодействий в столкновениях с момента запуска БАК



Поперечный вид торцевой части TRT детектора во время первых столкновений на БАК (2009 г., $\langle\mu\rangle=5$, загрузка 5%)

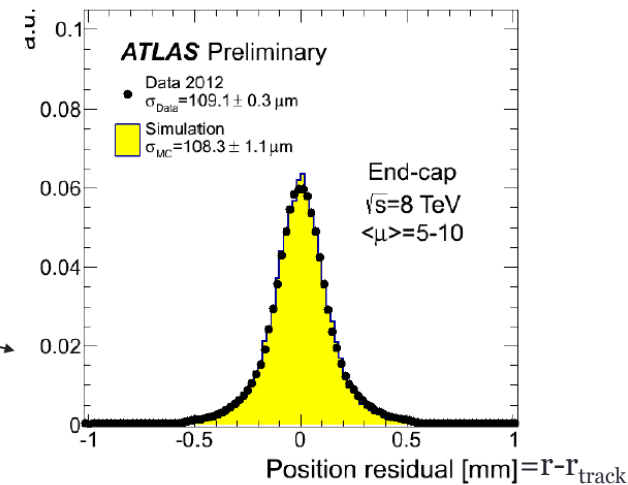
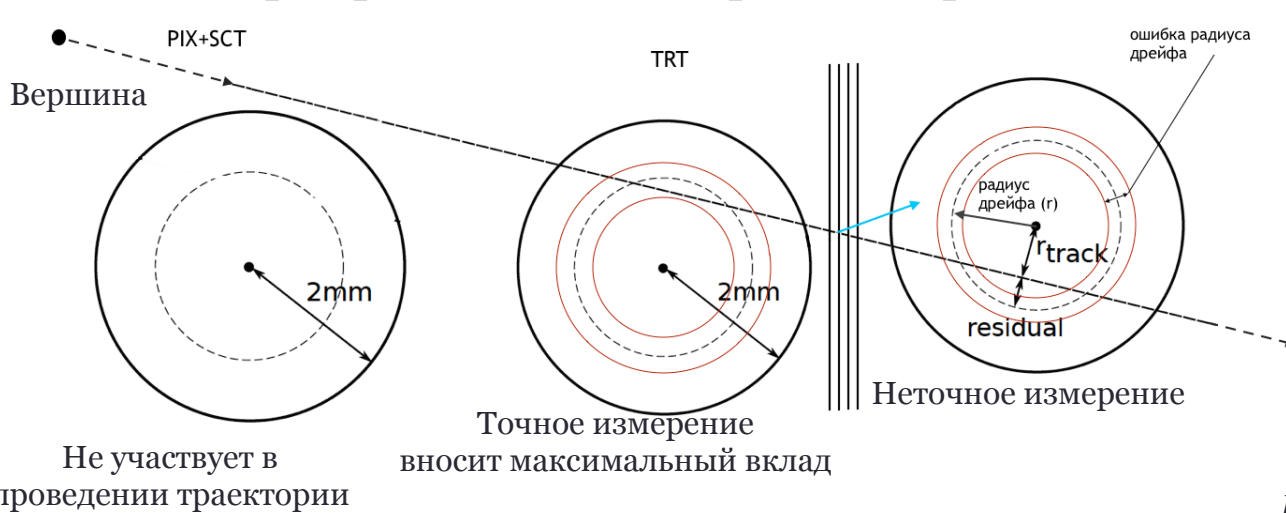


Поперечный вид торцевой части TRT детектора для условий высоких загрузок (2012 год, $\langle\mu\rangle=30$, загрузка 40%)

Трековые характеристики TRT

Треки заряженных частиц в эксперименте ATLAS могут быть восстановлены с использованием только кремневых (PIX и SCT) детекторов, однако во многих физических задачах применяется требование на наличие продолжения треков в TRT, что существенно снижает фон и улучшает импульсное разрешение. Это также справедливо для мюонных треков восстановленных совместно в мюонной системе и ВД.

Заряженная частица оставляет в среднем ≈ 30 пространственных измерений на треке в TRT



Ширина распределения σ определяет пространственную точность детектора

Важно знать зависимость от загрузки параметров, определяющих эффективность восстановления треков в TRT:

- доля треков восстановленных в PIX и SCT и имеющих продолжение в TRT - "TRT extention fraction" (для мюонов, восстанавливаемых во ВД используется требование: более 9 измерений в TRT)
- доля точных измерений на треках в TRT - "Precision hit fraction" (определяет качество продолжений треков в TRT, для мюонов минимум половина измерений в TRT должны быть точными)

Эффективность восстановления треков в TRT в условиях высокой загрузки

Высокая эффективность восстановления треков в TRT важна для поиска $Z(\nu\nu)\gamma\gamma$ событий:

- точное измерение недостающей энергии
- подавление $W(\mu\nu)\gamma\gamma$ фона через ограничение на восстановленные мюоны в событиях

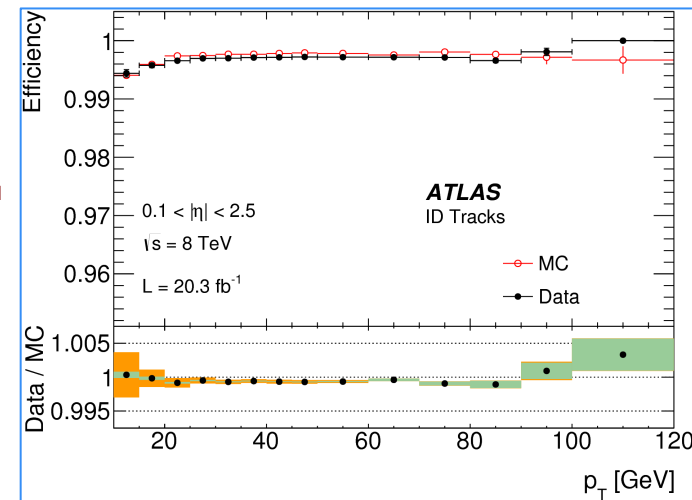
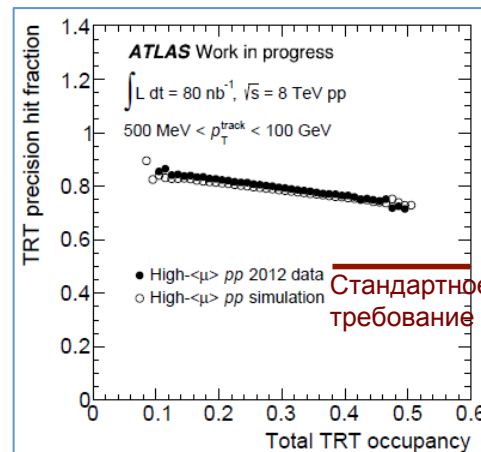
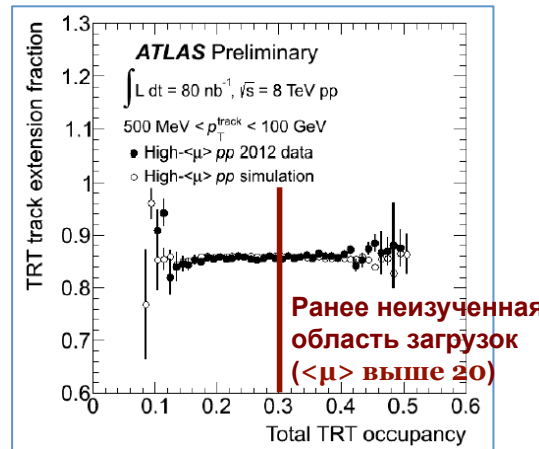
Впервые было показано:

доля восстановленных треков с продолжениями в TRT не изменяется вплоть до максимальной загрузки TRT в первом сеансе работы БАК в 50% => стабильная работа детектора.

Впервые было показано:

доля точных измерений на треках восстановленных в TRT выше стандартного критерия вплоть до максимальной загрузки TRT в первом сеансе работы БАК в 50% => высокая точность определения траекторий в TRT

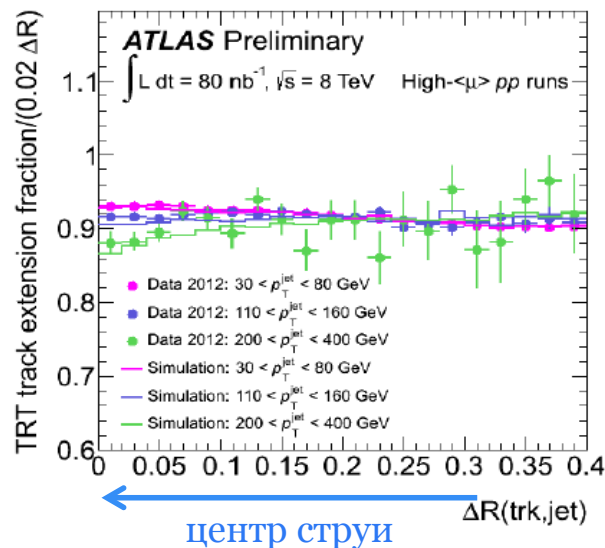
Реальные данные согласуются с моделированием



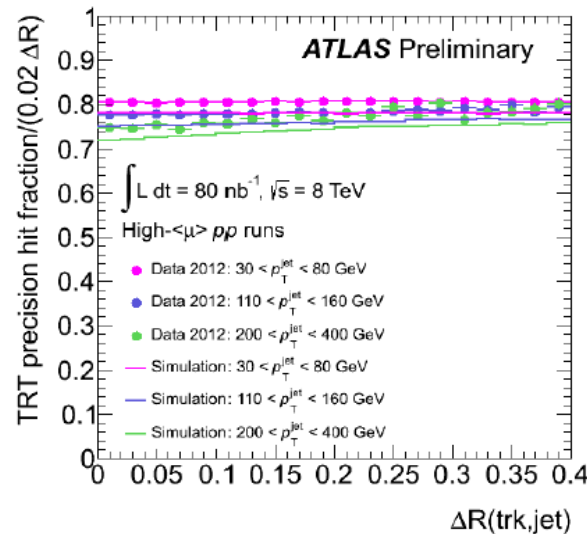
Эффективность восстановления мюонов во ВД с использованием критериев от TRT как функция значения поперечного импульса

Эффективность восстановления треков в TRT внутри адронных струй

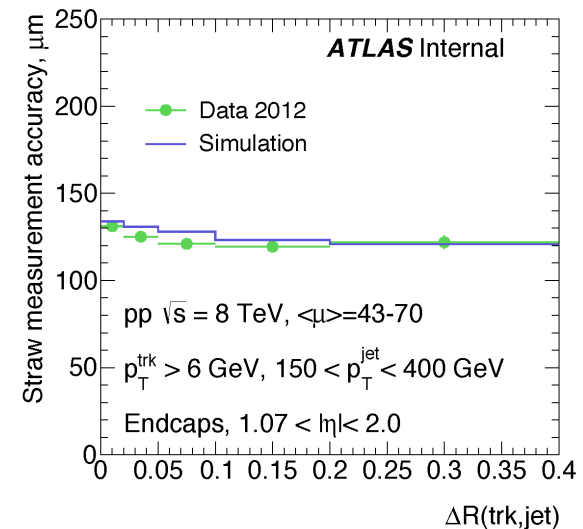
Высокая эффективность восстановления треков внутри адронных струй (jets) важна в изучении рождения $Z\gamma\gamma$, где события с неверной идентификацией jets вносят доминирующий вклад в фон.



Зависимость доли треков с продолжениями в TRT от расстояния до центра струи



Зависимость доли точных измерений на треках в TRT от расстояния до центра струи



Зависимость пространственной точности на треках в TRT от расстояния до центра струи

В работе впервые показано для условий загрузки TRT на 30-50%

- ✓ В центре адронных струй доля треков с продолжениями в TRT остается практически неизменной
- ✓ Доля точных измерений сохраняет высокое значение
- ✓ Пространственное разрешение в дрейфовых трубках лучше значений, ожидаемых при проектировании детектора

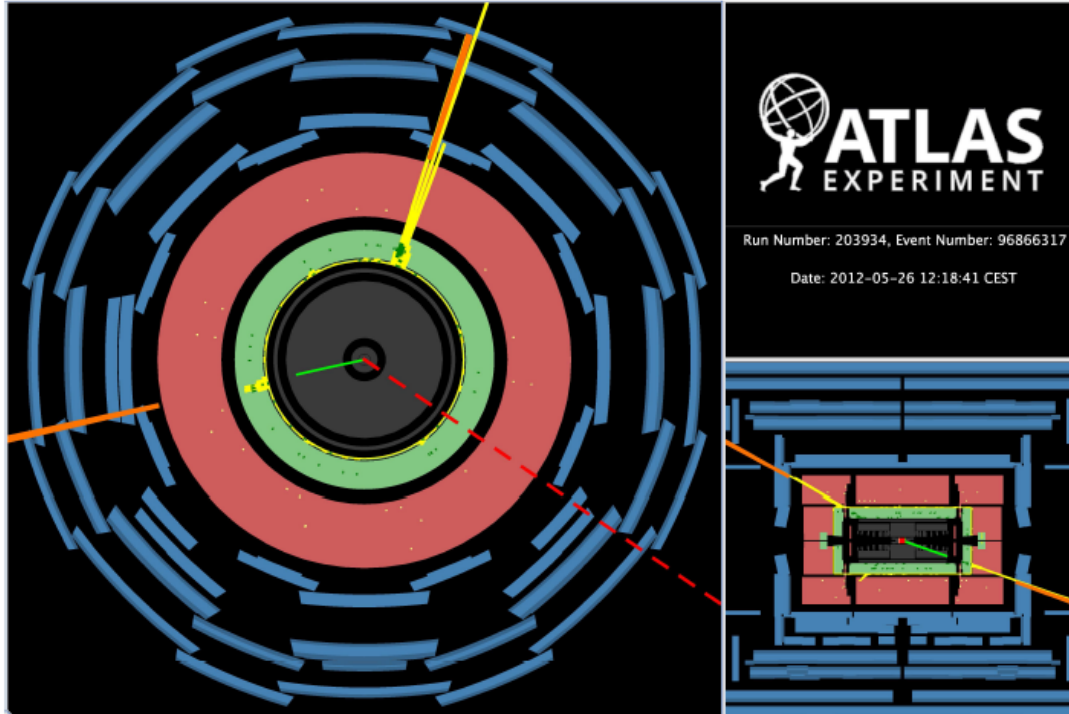
Стабильность при высоких загрузках трековых характеристик ТДПИ, обеспечивает эффективное восстановление заряженных частиц и конверсионных фотонов в эксперименте ATLAS, что в свою очередь является основой для проведения физических анализов, в том числе для поиска редких событий рождения Z бозона с двумя ассоциированными фотонами.

Выделение сигнала

$$pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma\gamma$$

В исследовании учитывается все три аромата нейтрино.

Система двух фотонов вылетает в обратную сторону от Z, что позволяет использовать дополнительный угловой критерий для выделения сигнала.



Критерии определяют сигнальную область для поиска $pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma\gamma$

Частица кандидат	Критерий
Фотоны	$E_T^\gamma > 22$ ГэВ $ \eta^\gamma < 2.37$ исключая $1.37 < \eta^\gamma < 1.52$ $\Delta R(\gamma, \gamma) > 0.4$
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}}(E_T^{miss}) > 110$ ГэВ $5\pi/6 < \Delta\phi(E_T^{miss}, \gamma\gamma) < 7\pi/6$
Адронные струи	$p_T^{jet} > 30$ ГэВ $ \eta^{jet} < 4.5$ $\Delta R(jet, \gamma) > 0.3$
Электроны и мюоны	запрет на лептоны с $p_T^{e,\mu} > 20$ ГэВ $\Delta R(e, \mu) > 0.1$

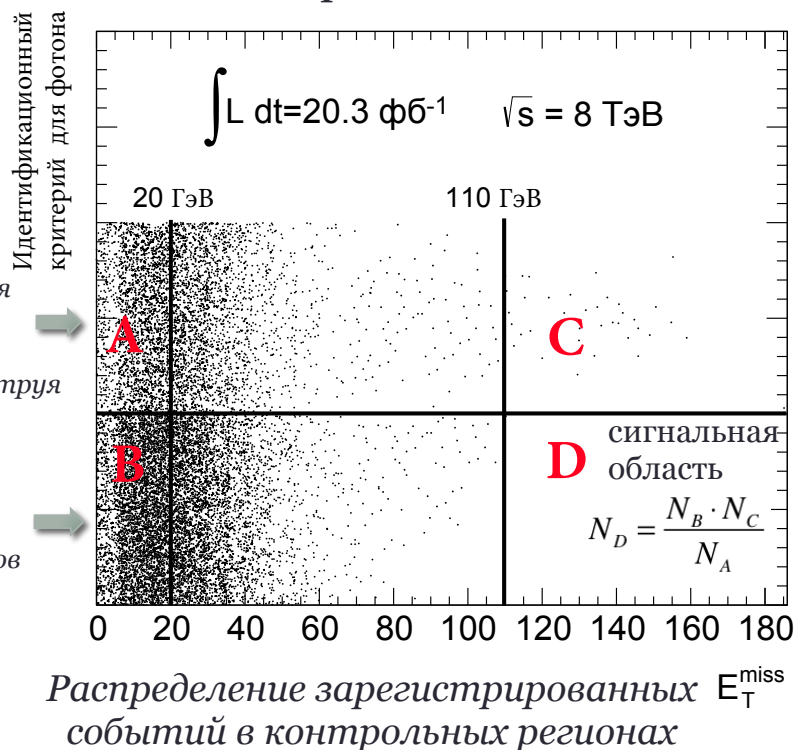
Событие рождения $Z\gamma\gamma$ с последующим распадом Z в нейтринную пару. Красная пунктирная линия – направление вылета нейтрино, оранжевые линии – направления вылета неконверсионного (верхний) и конверсионного (нижний) фотонов. Конверсионный фотон восстановлен по электронному треку (зеленый цвет) в TRT.

Вклад фоновых процессов в сигнальную область

Источник фона	Метод оценки	Вклад [%]
<p>КХД фон</p> <p>$jets + \gamma\gamma$ ($jet \rightarrow E_T^{miss}$)</p> <p>$Z(\nu\nu)\gamma + jets / W(l\nu)\gamma + jets$ ($jet \rightarrow \gamma$)</p> <p>$jets + \gamma$ ($jet \rightarrow E_T^{miss}$; $jet \rightarrow \gamma$)</p>	оценка из данных	≈ 25 доминирующий
<p>$W(e\nu)\gamma$;</p> <p>$t\bar{t} \rightarrow W(hadrons)W(e\nu)\gamma + jets$</p> <p>неверная идентификация электронов как фотонов</p>	оценка из данных	≈ 22 доминирующий
<p>$W(l\nu)\gamma\gamma$</p> <p>для подавления используется ограничение на наличие e/μ в событии, т.о. вклад вносят только процессы, где лептон не был зарегистрирован в системах ATLAS</p>	оценка из моделирования, поправочные коэффициенты из данных	≈ 8
<p>$Z(\tau\tau)\gamma\gamma$</p>	оценка из моделирования	≈ 2

Определение вклада от КХД фона

- Для оценки вклада от КХД фона в сигнал используется **метод ортогональных фазовых пространств**, позволяющий из статистически обеспеченных контрольных областей (А,В,С), содержащих только КХД события, предсказать количество событий в сигнальной области (D) поиска $Z\gamma\gamma$.
- Для построения контрольных областей используется две переменные: недостающая энергия и идентификационный критерий для фотонов. Метод применим, если контрольные области построены с использованием не коррелирующих величин.



Условие отсутствия корреляции:

$$R = \frac{N_B \cdot N_C}{N_A \cdot N_D} = 1 \quad \rightarrow \quad \frac{N_D}{N_C} = \frac{N_B}{N_A}$$

$$N_D = \frac{N_B \cdot N_C}{N_A}$$

Из КХД моделирования было получено:
R=1.12 (12% сист. ошибка метода)

Для уменьшения влияния этого фона на сечение $Z\gamma\gamma$ измерения проводятся отдельно для $N_{\text{jets}}=0$ (эксклюзивный случай) и для $N_{\text{jets}} \geq 0$ (инклюзивный случай)

Определение вклада от фона с неверной идентификацией $e \rightarrow \gamma$

$$W(ev)\gamma; \quad t\bar{t} \rightarrow WW\gamma + jets$$

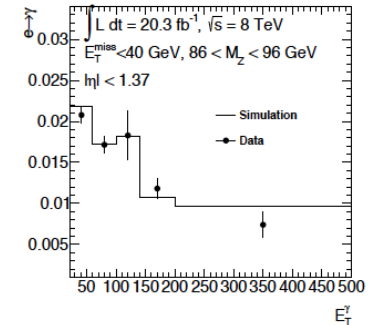
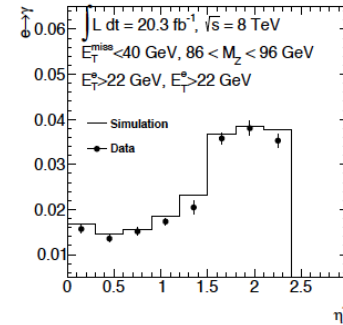
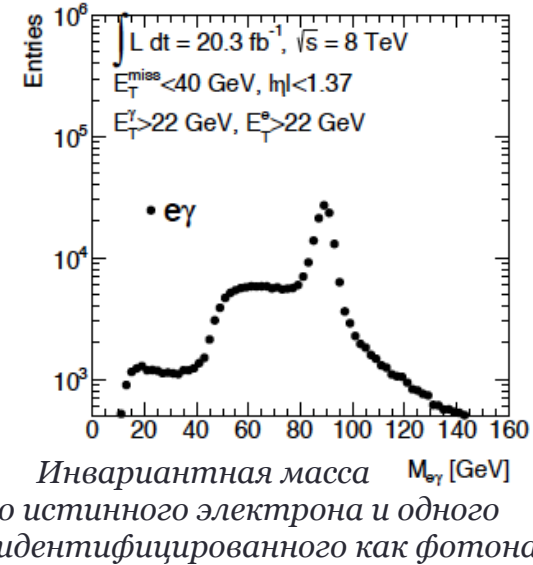
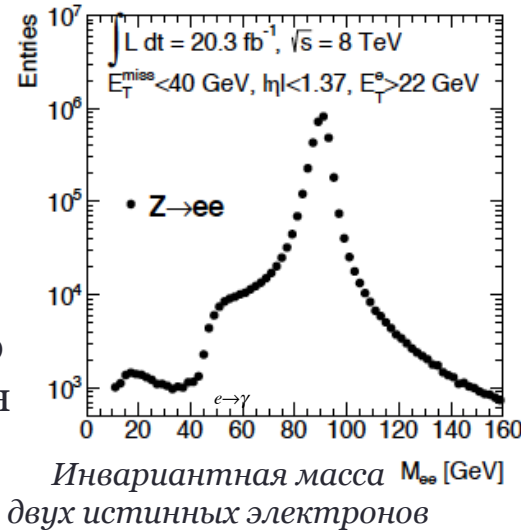
Вероятность неверной идентификации электронов как фотонов определяется из пика (91 ± 10 ГэВ) в распределении по инвариантной массе Z бозона в процессах распада $Z \rightarrow e^+e^-$

$$P_{e \rightarrow \gamma} = \frac{N_{e\gamma}}{2 \cdot N_{ee}}$$

Для оценки фона в сигнальной области поиска $pp \rightarrow Z(\nu\nu)\gamma\gamma$ были отобраны события с высоким E_T^{miss} и одним 1 электроном вместо второго фотона. Вклад фона оценен по формуле

$$N_{e \rightarrow \gamma} = N_{MET+\gamma e} \times P_{e \rightarrow \gamma}$$

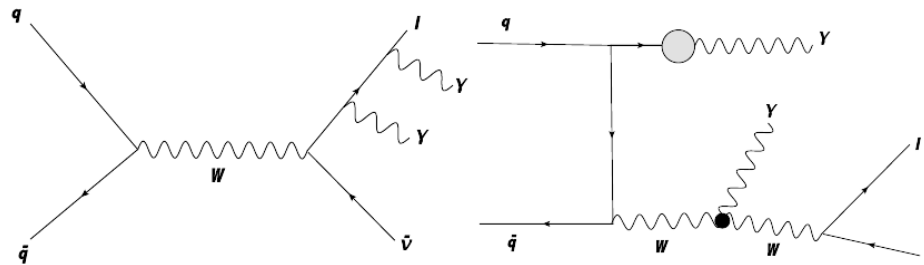
Систематическая ошибка из моделирования $W(ev)\gamma$:
 центральный регион калориметра 25%
 торцевой регион калориметра 17%



Вероятность неверной идентификации электрона в зависимости от псевдобыстроты и энергии фотона

Определение вклада от $W\gamma\gamma$ фона

Вклад от процессов рождения $W\gamma\gamma$, в которых лептон не был идентифицирован оценивался при помощи моделирования



- Анализ рождения $W(ev)\gamma\gamma$ событий в ATLAS детекторе при энергии 8 ТэВ (Phys. Rev. Lett. 115, 031802) показал, что моделирование может недооценивать реальные данные.

	σ^{fid} [fb]	σ^{MCFM} [fb]
Inclusive ($N_{\text{jet}} \geq 0$)		
$\mu\nu\gamma\gamma$	$7.1^{+1.3}_{-1.2}$ (stat.) ± 1.5 (syst.) ± 0.2 (lumi.)	2.90 ± 0.16
$e\nu\gamma\gamma$	$4.3^{+1.8}_{-1.6}$ (stat.) ± 1.9 (syst.) ± 0.2 (lumi.)	
$\ell\nu\gamma\gamma$	$6.1^{+1.1}_{-1.0}$ (stat.) ± 1.2 (syst.) ± 0.2 (lumi.)	

- Для учета возможных расхождений был вычислен на основе рождения $W(\ell\nu)\gamma\gamma$ поправочный коэффициент в сигнальном регионе поиска $pp \rightarrow Z(\nu\nu)\gamma\gamma$ (для Sherpa генератора в сигнальном регионе коэффициент составил 0.95 ± 0.95)
- Систематическая ошибка метода 100% и обусловлена стат. ошибкой поправочного коэффициента

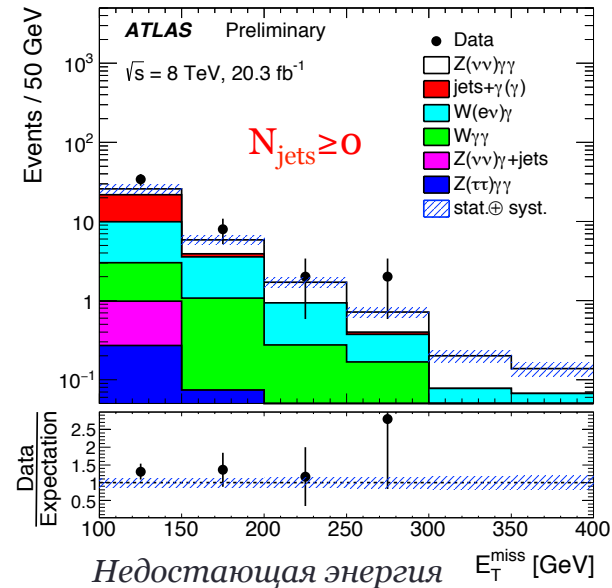
Итоговая оценка фонов

Количество фоновых и сигнальных событий для инклюзивного

($N_{jets} \geq 0$) и эксклюзивного ($N_{jets} = 0$) случаев в сигнальном регионе.

Первая ошибка - статистическая, вторая – систематическая.

Количество событий	$N_{jets} \geq 0$	$N_{jets} = 0$
$N^{набл}$	46	19
КХД фон	$12.9 \pm 6.7 \pm 2.0$	$2.9 \pm 4.1 \pm 0.9$
$e \rightarrow \gamma$	$10.4 \pm 0.5 \pm 2.1$	$3.47 \pm 0.28 \pm 0.69$
$W\gamma\gamma$	$3.6 \pm 0.1 \pm 3.6$	$1.00 \pm 0.1 \pm 1.0$
$(Z \rightarrow \tau\tau)\gamma\gamma$	$0.381 \pm 0.055 \pm 0.027$	$0.141 \pm 0.036 \pm 0.010$
$N_{Z\gamma\gamma}^{сум}$	$27.2 \pm 6.8 \pm 4.6$	$8.3 \pm 4.1 \pm 1.5$
$N_{Z\gamma\gamma}^{ожид}$ Sherpa	$7.54 \pm 0.07 \pm 0.34$	$4.80 \pm 0.06 \pm 0.29$

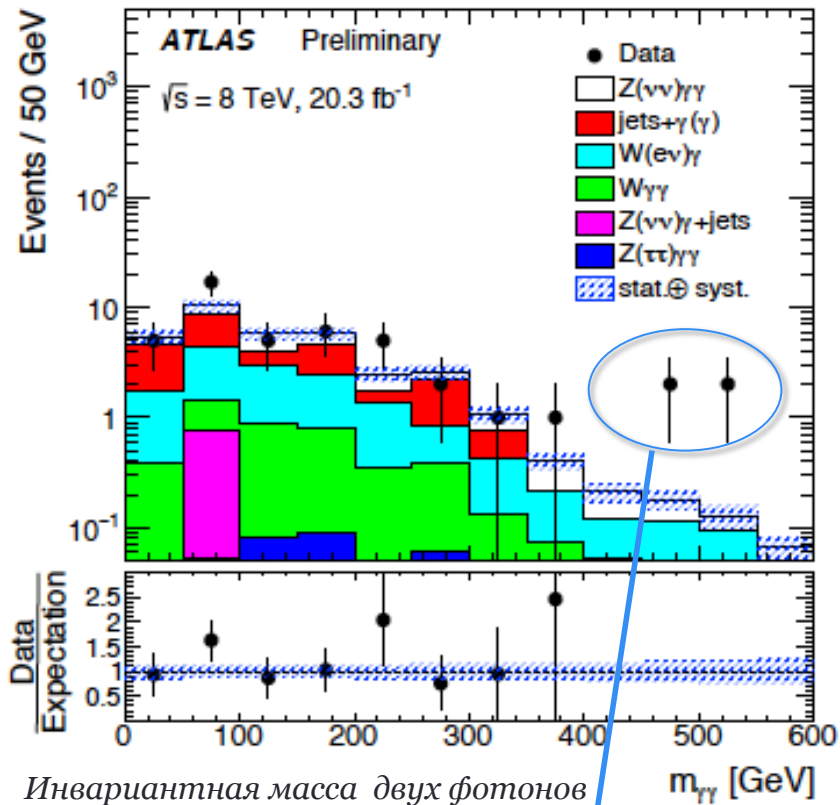


$N_{jets} \geq 0$: 46(все события)-27.21 (весь фон)=**18,79** $Z\gamma\gamma$ событий из данных против **7.54** в моделировании

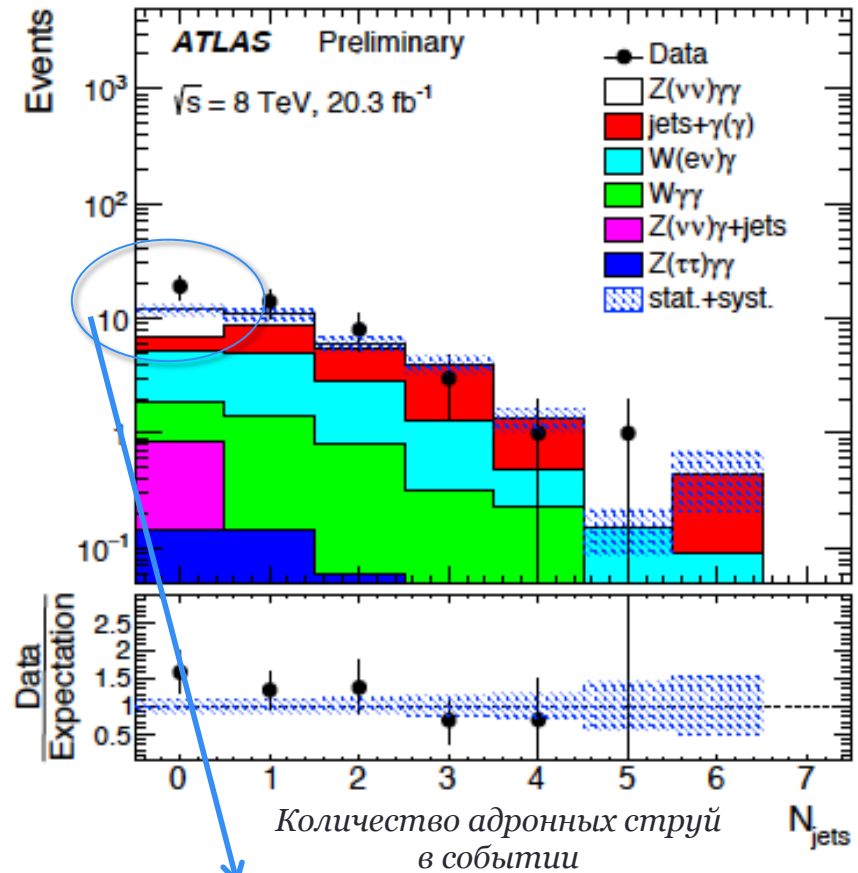
$N_{jets} = 0$: 19-8.27 = **10,69** $Z\gamma\gamma$ событий из данных против **4.8** в моделировании

Сигнал из данных в ≈ 2.5 раза превышает предсказания моделирования, тем не менее результаты согласуются в пределах 1.5σ (статистика)

Кинематические характеристики



Если превышение над фоном в этой области сохранится на большей статистике, то это будет указанием на существование “новой физики”



Измерение сечения проводилось отдельно для случая $N_{\text{jets}}=0$, т.к. высокое отношение сигнала к фону может повысить точность результатов

Сечение ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов

Прямые измерения получены впервые на адронных экспериментах !

$$\sigma_{pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma} = \frac{N_{Z\gamma\gamma}^{\text{набл}}}{A_{Z\gamma\gamma} \cdot C_{Z\gamma\gamma} \cdot \int L dt}$$

интегральная светимость БАК

C – эффективность восстановления сигнальных событий

A - экстраполяции экспериментальных результатов в фазовое пространство, не содержащие ограничений на углы, наличие лептонов и переходные области в калориметрах.

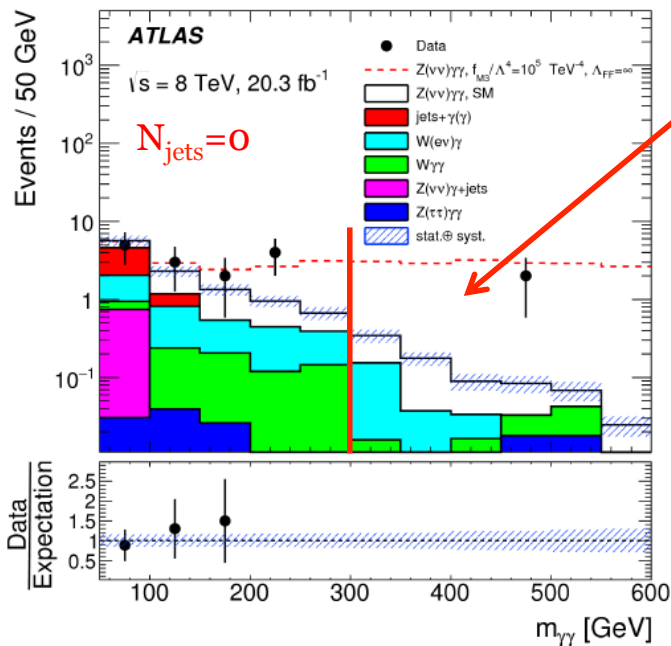
Частица кандидат	Критерий
Фотоны	$E_T^Y > 22$ ГэВ $ \eta^\gamma < 2.37$ $\Delta R(\gamma, \gamma) > 0.4$
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}}(E_T^{\text{miss}}) > 110$ ГэВ
Адронные струи	$p_T^{\text{jet}} > 30$ ГэВ $ \eta^{\text{jet}} < 4.5$ $\Delta R(\text{jet}, \gamma) > 0.3$

Генератор MCFM
Порядок NLO

	Экспериментальное сечение, фб	Теоретическое сечение, фб
$N_{jets} \geq 0$	$2.5^{+1.0}_{-0.9}$ (стат) ± 1.1 (сист) ± 0.1 (люм)	$0.737^{+0.039}_{-0.032}$
$N_{jets} = 0$	$1.18^{+0.52}_{-0.44}$ (стат) $^{+0.48}_{-0.49}$ (сист) ± 0.02 (люм)	$0.395^{+0.049}_{-0.037}$

- С учетом общей погрешности экспериментальные данные совпадают с предсказаниями СМ в пределах в 1.5σ
- Полученные результаты позволяют установить пределы на параметры, описывающие аномальные вершины взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов

Поиска аномальных вершин ВЧКБ



Инвариантная масса системы двух фотонов. Красная пунктирная линия показывает вклад от процессов с аномальными вершинами ВЧКБ

Поиск проводился в области с минимальным числом фоновых и сигнальных событий из СМ и максимальным ожидаемым числом событий с аномальными вершинами $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$:

- ✓ Рассматривалась высокоэнергетическая область в распределении по инвариантной массе двух фотонов (граница 300 ГэВ балы выбрана на основе оптимизации с использованием моделирования)
- ✓ Было введено ограничение на наличие адронных струй для подавления фона

Эффекты новой физики аномальных бозонных взаимодействий могут быть описаны эффективной теорией поля и линейно параметризованы в эффективном лагранжиане.

$$\mathcal{L}_{\text{эфф}} = \mathcal{L}_{\text{СМ}} + \sum_j \frac{f_j}{\Lambda^4} \mathcal{O}_j$$

В качестве параметров, описывающих аномальные вершины, исследуются константы (f_j) взаимодействия 4^x нейтральных бозонов (\mathcal{O}_j - операторы, Λ – энергетический масштаб новой физики)

Получение пределов на константы взаимодействия

Из моделирования было получено сечение как функция значения каждой константы взаимодействия при аномальной вершине:

$$\sigma_{Z\gamma\gamma}^{\text{авЧКБ}} = p_0 + p_1 \cdot \frac{f_{M3}}{\Lambda^4} + p_2 \cdot \left(\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}\right)^2$$

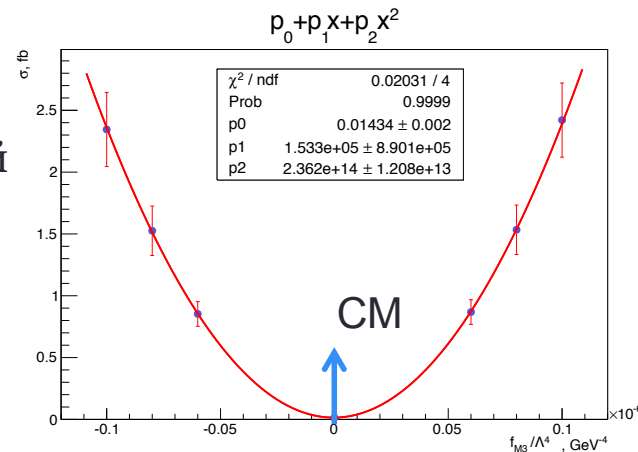
и далее пересчитано в количество ожидаемых событий

$$N_{Z\gamma\gamma}^{\text{авЧКБ}} = \sigma_{Z\gamma\gamma}^{\text{авЧКБ}} \cdot \frac{A_{Z\gamma\gamma} \cdot C_{Z\gamma\gamma}}{P_{Z\gamma\gamma}} \cdot \int L dt$$

Из эксперимента были получены наблюдаемый сигнал и оценки фонов.

В результате были рассчитаны экспериментальные пределы на константы.

Для ожидаемых пределов число наблюдаемых событий заменяется случайным числом из пуассоновского распределения со средним значением соответствующим CM.



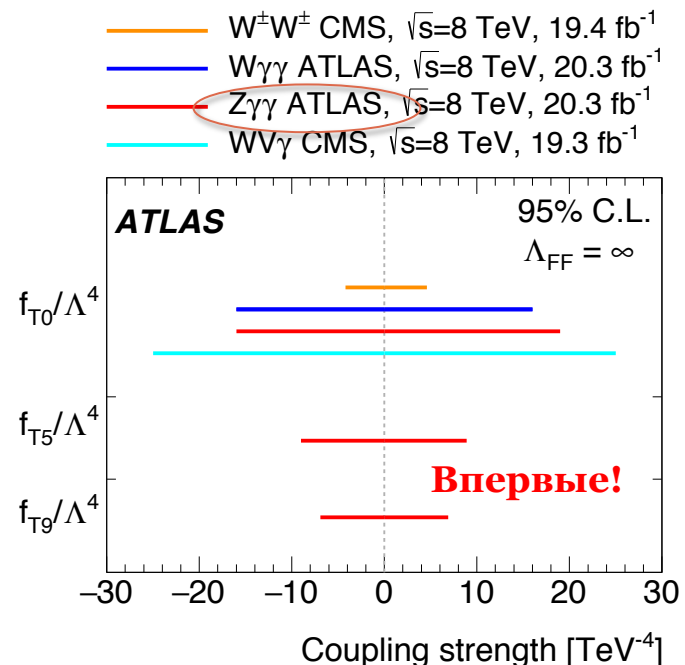
Зависимость сечения процесса $Z\gamma\gamma$ от величины константы f_{M3}/Λ^4

Экспериментальные и ожидаемые пределы 95% C.L.

На основе описанной методики были получены ограничения на константы взаимодействия f_{M2} , f_{M3} , f_{T0} , f_{T5} и f_{T9} при аномальных вершинах $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$:

Параметр	Наблюдаемые, TeV^{-4}	Ожидаемые, TeV^{-4}
$\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$	$[-1.6 \times 10^4, 1.6 \times 10^4]$	$[-1.4 \times 10^4, 1.4 \times 10^4]$
$\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$	$[-2.9 \times 10^4, 2.8 \times 10^4]$	$[-2.6 \times 10^4, 2.5 \times 10^4]$
$\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$	$[-1.01 \times 10^2, 0.93 \times 10^2]$	$[-0.89 \times 10^2, 0.83 \times 10^2]$
$\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$	$[-0.70 \times 10^3, 0.69 \times 10^3]$	$[-0.62 \times 10^3, 0.62 \times 10^3]$
$\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$	$[-0.81 \times 10^4, 0.76 \times 10^4]$	$[-0.67 \times 10^4, 0.67 \times 10^4]$

Ожидаемые и наблюдаемые пределы на константы при аномальных вершинах взаимодействия 4^x нейтральных калибровочных бозонов



Сравнение пределов на константы ВЧКБ при аномальных вершинах $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$, пересчитанные в формализме прошлых экспериментов

1. Впервые экспериментально измерено сечение ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов с нейтринным каналом распада Z в протон-протонных столкновениях. Результаты согласуются с теоретическими предсказаниями СМ в пределах 1.5 σ

	Экспериментальное сечение, фб	Теоретическое сечение, фб
$N_{jets} \geq 0$	$2.5^{+1.0}_{-0.9}(\text{стат}) \pm 1.1(\text{сист}) \pm 0.1(\text{люм})$	$0.737^{+0.039}_{-0.032}$
$N_{jets} = 0$	$1.18^{+0.52}_{-0.44}(\text{стат})^{+0.48}_{-0.49}(\text{сист}) \pm 0.02(\text{люм})$	$0.395^{+0.049}_{-0.037}$

2. Впервые был проведен поиск аномальных вершин взаимодействия четырех калибровочных нейтральных бозонов в процессе рождения $Z\gamma\gamma$ в протон-протонных столкновениях. В результате впервые были установлены пределы на константы взаимодействия f_{T5} и f_{T9} четырех нейтральных калибровочных бозонов в аномальных вершинах вида $Z\gamma\gamma$ и $ZZ\gamma\gamma$:

$$-0.70 \times 10^3 < f_{T5} < 0.69 \times 10^3 \text{ ТэВ}^{-4};$$

$$-0.81 \times 10^4 < f_{T9} < 0.76 \times 10^4 \text{ ТэВ}^{-4}.$$

Положения, выносимые на защиту

1. Определены трековые характеристики ТДПИ в условиях высокой множественности протонных столкновений и внутри адронных струй на основе протонных столкновений в первом сеансе работы БАК. Наблюдалось согласие результатов моделирования и экспериментальных данных в пределах погрешности. Было показано, что:
 - при использовании ТДПИ эффективность восстановления как отдельных треков заряженных частиц, так и треков внутри адронных струй составляет 85% и остается неизменной при росте относительного числа сработавших каналов в детекторе от 10% до 50%;
 - ТДПИ позволяет выделить не менее 70% достоверных измерений на треках заряженных частиц при загрузке детектора в 50%;
 - ТДПИ регистрирует треки заряженных частиц внутри адронных струй с пространственной точностью не превышающей проектные значения (130 мкм).
2. Получены сечения ассоциированного рождения Z бозона и двух фотонов с нейтринным каналом распада Z на основе данных от протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс равной 8 ТэВ
3. Получены пределы на параметры, описывающие взаимодействия четырех нейтральных калибровочных бозонов при аномальных вершинах $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$ на основе данных эксперимента ATLAS с энергией столкновения протонов в системе центра масс равной 8 ТэВ

Личный вклад: изложенные в диссертационной работе результаты получены автором лично, либо при его решающем участии.

Апробация: основные результаты были представлены **на 4 конференциях:**

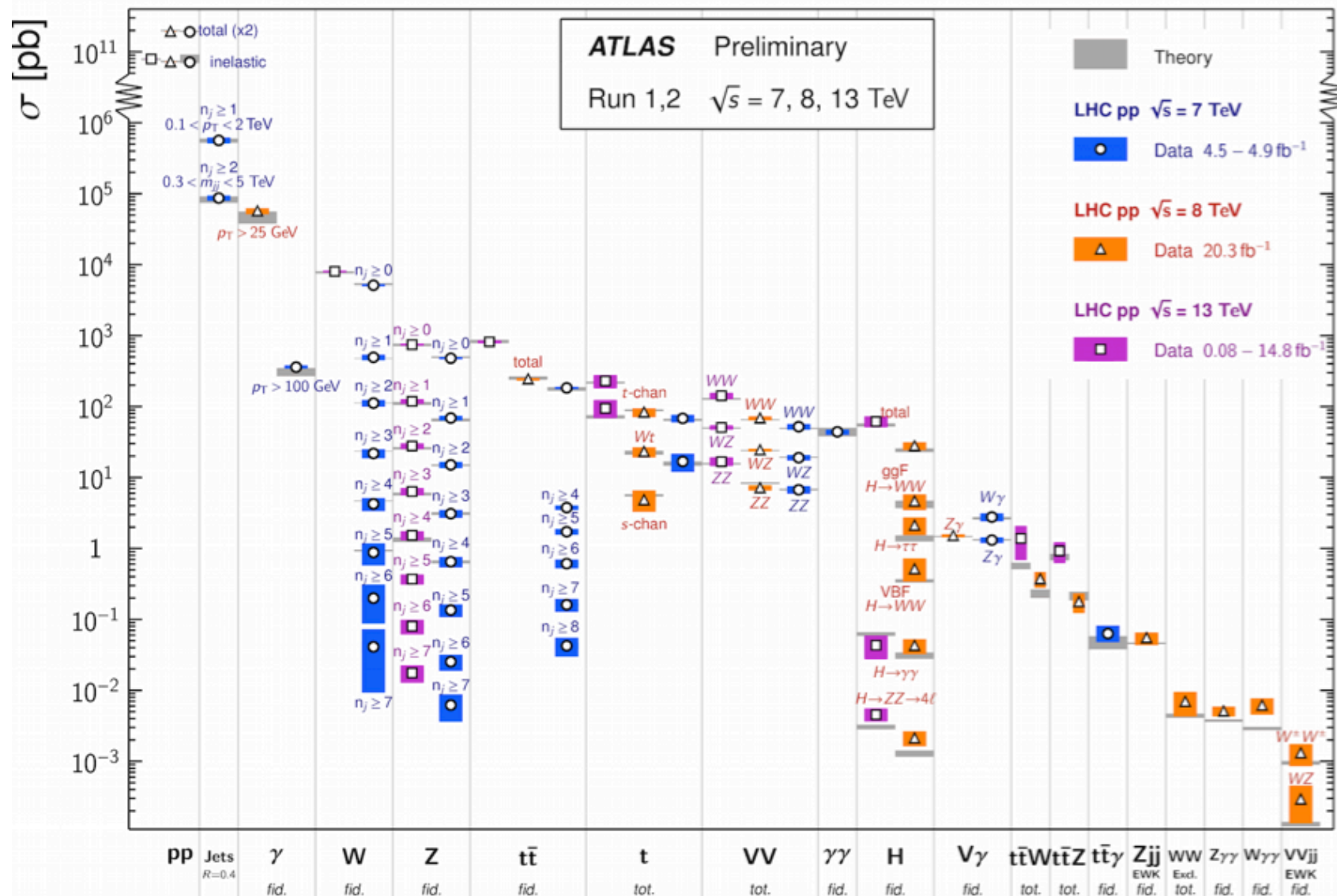
1. Международной Сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», г. Москва, Россия, 2014 г.
2. Международной Сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», г. Дубна, Россия, 2016 г.
3. Четвертой Международной Конференции по Физике на Большом Адронном Коллайдере (Large Hadron Collider Physics, LHCP2016), г. Лунд, Швеция. 2016
4. Второй международной конференции по физике элементарных частиц и астрофизике (2nd International Conference on Particle Physics and Astrophysics, ICPPA2016), г. Москва, Россия, 2016 г.

а также в 5 статьях (ВАК):

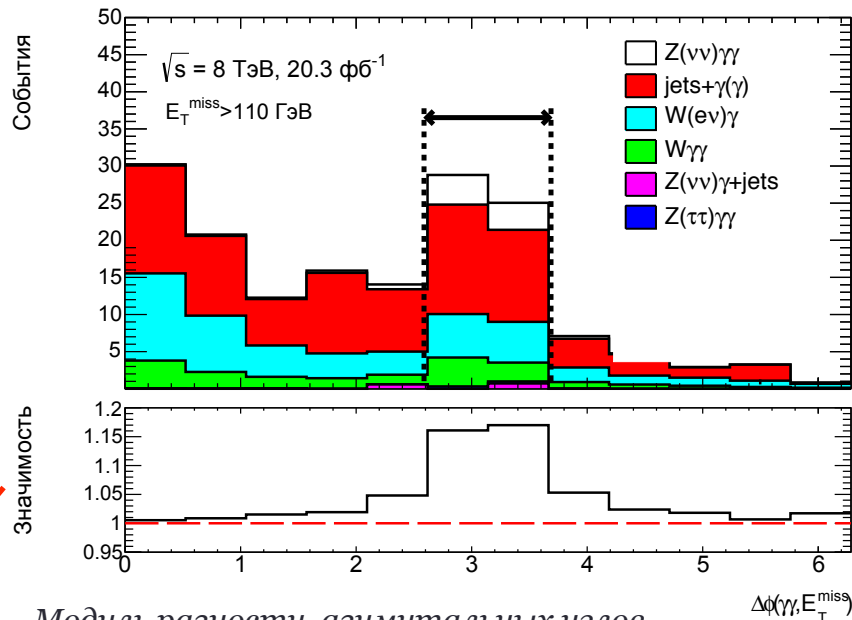
1. ATLAS Collaboration “Measurements of $Z\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector” Phys.Rev. D93 (2016) no.11, 112002 (WoS, Scopus)
2. D.V. Krasnopevtsev et al “Study of ATLAS TRT performance with GRID and supercomputers” Phys.Part.Nucl.Lett. 13 (2016) no.5, 659-664 (WoS, Scopus)
3. ATLAS Collaboration “Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker in Run 1 of the LHC: tracker properties” JINST, 12 (2017), P05002 (WoS, Scopus)
4. Д. В. Краснопевцев “Исследование распада Z бозона в нейтринные пары совместно с двумя ассоциированными фотонами в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s}=8$ ТэВ на эксперименте ATLAS” ВЕСТНИК НИЯУ “МИФИ” (2017), том 6, № 1, с. 3–15
5. D.V. Krasnopevtsev «Tracking properties of the ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT)» Journal of Physics: Conference Series, Volume 798, Number 1 (Scopus)

В заключение я хотел бы поблагодарить коллектив нашей кафедры, в особенности своих коллег из группы ATLAS, за продуктивные обсуждения во время работы над диссертацией, за поддержку и содействие.

Спасибо за ваше внимание

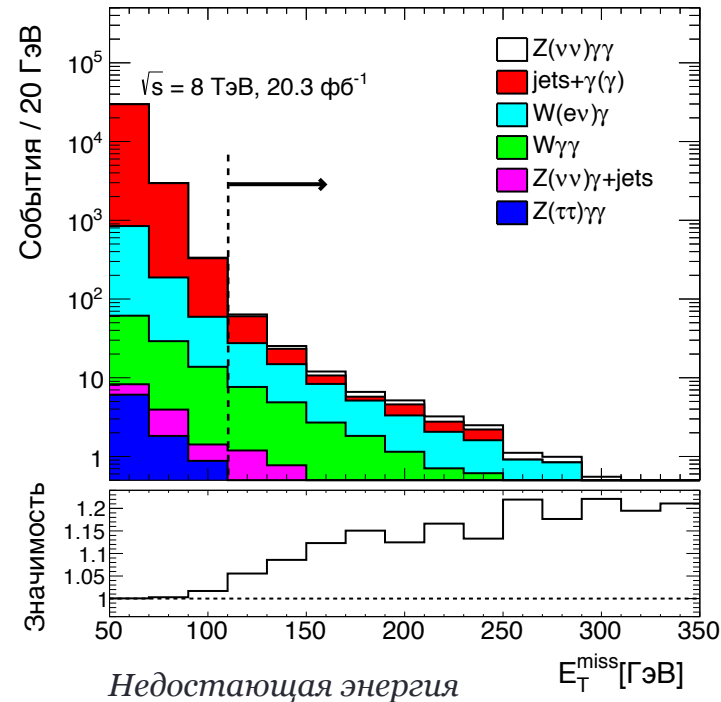


$$\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma\gamma) > 5\pi/6$$



Модуль разности азимутальных углов недостающей энергии и системы двух фотонов

Значимость=(сигнал+фон)/фон



Вклад других фонов в контрольные регионы метода оценки КХД фона

Таблица 2 — Результаты расчета количества КХД событий в сигнальном регионе до и после учета утечек других фонов в контрольные регионы

Тип событий	А регион	В регион	С регион	D регион (сигнальный)
начальный КХД фон	51124	112775	9	19.67
$W\gamma\gamma$	0.89	6.88	0.33	
$(Z \rightarrow \tau\tau)\gamma\gamma$	0.75	4.99	0.01	
$(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma + jets$	-	1.58	1.19	
$(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$	0.23	2.00	0.50	
$(e \rightarrow \gamma$	338.90	1753.46	1.45	
Финальный КХД фон	50783.23	111006.09	5.52	12.07 ± 6.73

— Систематическая ошибка для метода оценки КХД фона

Источник ошибки	$N_{jets} \geq 0$	$N_{jets} = 0$
отклонение R фактора	12%	8%
альтернативный E_T^{miss} регион	2.6%	1.9%
альтернативные критерии на фотоны	3.3%	10.8%

Погрешности для фактора C

$$C = 0.516 \pm 0.003 \pm 0.022 \text{ для } N_{\text{jets}} \geq 0$$

$$C = 0.515 \pm 0.004 \pm 0.031 \text{ для } N_{\text{jets}} = 0$$

Таблица 7 — Систематические ошибки на эффективность восстановления $(Z \rightarrow \nu\nu)\gamma\gamma$ моделированных событий для инклюзивного (эксклюзивного) случая.

Источник	Ошибка
Эффективность идентификация фотонов	1.9%(1.9%)
Эффективность изоляции фотонов	2.8%(2.8%)
Энергия фотонов (величина)	2.0%(2.8%)
Энергия фотонов (пространственное разрешение)	0.4%(0.5%)
Энергия адронных струй (величина)	0.7%(2.9%)
Энергия адронных струй (пространственное разрешение)	< 0.1%(1.9%)
Источник адронной струи	< 0.1%(0.2%)
«Недостающей энергия» (величина)	1.3%(1.7%)
«Недостающей энергия» (пространственное разрешение)	0.4%(0.7%)
Эффективность двухфотонного триггера	0.2%(0.2%)
Коррекция количества протонных столкновений	0.6%(0.9%)
Суммарная ошибка	4.3%(6.0%)

Эффективная теория поля для описания аномальных вершин взаимодействия Z и γ

При анализе предполагалось что вклад от тройных нулевой нулевой поэтому оценки на константы при аномальных вершинах ВЧКБ носят консервативный характер.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^{SM} + \sum_i \frac{c_i}{\Lambda^2} O_i + \sum_j \frac{f_j}{\Lambda^4} O_j,$$

	WWWW	WWZZ	ZZZZ	WW γ Z	WW $\gamma\gamma$	ZZZ γ	ZZ $\gamma\gamma$	Z $\gamma\gamma\gamma$	$\gamma\gamma\gamma\gamma$
$\mathcal{L}_{S,0}, \mathcal{L}_{S,1}$	X	X	X	O	O	O	O	O	O
$\mathcal{L}_{M,0}, \mathcal{L}_{M,1}, \mathcal{L}_{M,6}, \mathcal{L}_{M,7}$	X	X	X	X	X	X	X	O	O
$\mathcal{L}_{M,2}, \mathcal{L}_{M,3}, \mathcal{L}_{M,4}, \mathcal{L}_{M,5}$	O	X	X	X	X	X	X	O	O
$\mathcal{L}_{T,0}, \mathcal{L}_{T,1}, \mathcal{L}_{T,2}$	X	X	X	X	X	X	X	X	X
$\mathcal{L}_{T,5}, \mathcal{L}_{T,6}, \mathcal{L}_{T,7}$	O	X	X	X	X	X	X	X	X
$\mathcal{L}_{T,8}, \mathcal{L}_{T,9}$	O	O	X	O	O	X	X	X	X

- Константы с индексом M + четвертая строка могут быть точнее определены в процессах рождения WWV -> низкий приоритет
- Два последних ряда констант экспериментально не проверялись, а самый последний ряд констант возникают только в вершинах 4^x нейтральных бозонов -> высокий приоритет

Константы взаимодействия при аномальных вершинах $Z\gamma\gamma\gamma$, $ZZ\gamma\gamma$

$$\mathcal{O}_{M,2} = [B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}] \times [(D_\beta\varphi)^\dagger D^\beta\varphi]$$

$$\mathcal{O}_{M,3} = [B_{\mu\nu}B^{\nu\beta}] \times [(D_\beta\varphi)^\dagger D^\nu\varphi]$$

$$\mathcal{O}_{T,0} = Tr[\hat{A}_{\mu\nu}\hat{A}^{\mu\nu}] \times Tr[\hat{A}_{\alpha\beta}\hat{A}^{\alpha\beta}]$$

$$\mathcal{O}_{T,5} = Tr[\hat{A}_{\mu\nu}\hat{A}^{\mu\nu}] \times B_{\alpha\beta}A^{\alpha\beta}$$

$$\mathcal{O}_{T,9} = B_{\alpha\mu}A^{\mu\beta} \times B_{\beta\nu}A^{\nu\alpha}$$

$$\hat{A} = \frac{1}{ig}A_{\mu\nu}, \hat{B} = \frac{2}{ig'}B_{\mu\nu}$$

$$D_\mu = (\partial_\mu - \frac{i}{2}gA_\mu^a\tau^a - i\frac{1}{2}g'B_\mu)$$

$$A_{\mu\nu}^a = \frac{i}{2}g\tau^a(\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c)$$

$$B_{\mu\nu} = \frac{i}{2}g'(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu)$$

Пределы на аномальные вершины ВЧКБ были получены с использованием частотной функции правдоподобия (Feldman-Cousins).

Измерение в пространстве аномальных вершин ВЧКБ принимается на уровне достоверности 95%, если меньше чем 95% случайно сгенерированных событий демонстрируют более высокие значения отношения функций правдоподобия, чем это наблюдалось в данных.

- Генерация событий: распределение Пуассона со средним значением равным сумме ожидаемого сигнала и рассчитанного фона.
- Для ожидаемых пределов число наблюдаемых событий заменяется случайным числом из пуассоновского распределения со средним значением соответствующим СМ

Нарушение унитарности

С ростом энергии S , амплитуды, предсказанные ЭТП, начинают расти, так как в лагранжиане начинают доминировать операторы более высоких размерностей. Нарушается условие унитарности ($S^*S=1$) матрицы рассеяния и ЭТП перестает быть применимой в случае, если энергетический масштаб новой физики не стремится к бесконечности.

Подавление роста сечения и расчет унитарных пределов производится при помощи добавления энергетически зависящего дипольного форм-фактора Λ_{FF}

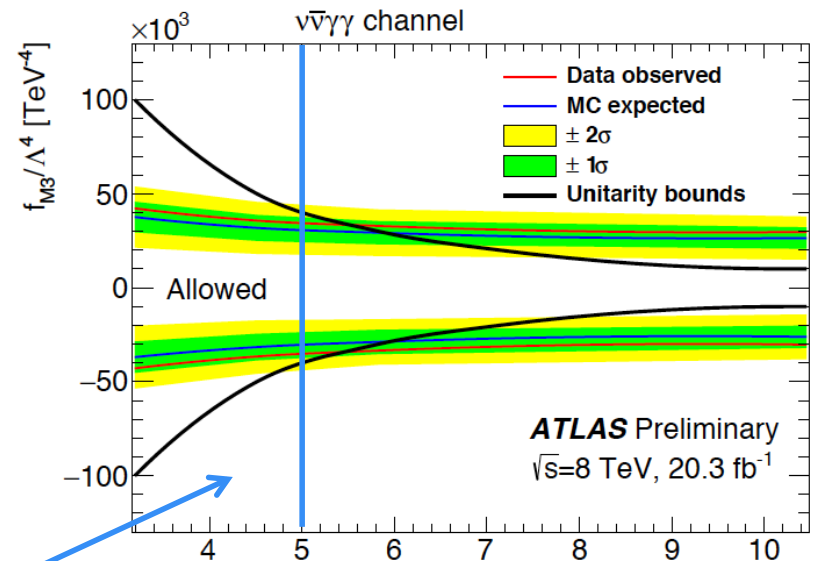
$$f_i \rightarrow \left(1 + \frac{s}{\Lambda_{FF}^2}\right)^{-n} \times f_k$$

f – константы взаимодействия

s – инвариантная трехчастичная масса $Z\gamma\gamma$

$n=2$ унитарный случай, $n=\infty$ - неунитарный случай

Для расчетов унитарных пределов выбирается максимально возможное значение форм фактора внутри разрешенной области (allowed).



Зависимость величины константы Λ_{FF} [TeV] f_{M3}/Λ^4 от значения форм фактора Λ_{FF}

	f_{T0}	f_{T5}	f_{T9}	f_{M2}	f_{M3}
Λ_{FF}	700 ГэВ	600 ГэВ	400 ГэВ	5500 ГэВ	5000 ГэВ

Экспериментальные и ожидаемые пределы 95% C.L.

n	Λ_{FF} , ТэВ	Параметр	Наблюдаемые, ТэВ ⁻⁴	Ожидаемые, ТэВ ⁻⁴
0	∞	$\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$	$[-1.6 \times 10^4, 1.6 \times 10^4]$	$[-1.4 \times 10^4, 1.4 \times 10^4]$
		$\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$	$[-2.9 \times 10^4, 2.8 \times 10^4]$	$[-2.6 \times 10^4, 2.5 \times 10^4]$
		$\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$	$[-1.01 \times 10^2, 0.93 \times 10^2]$	$[-0.89 \times 10^2, 0.83 \times 10^2]$
		$\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$	$[-0.70 \times 10^3, 0.69 \times 10^3]$	$[-0.62 \times 10^3, 0.62 \times 10^3]$
		$\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$	$[-0.81 \times 10^4, 0.76 \times 10^4]$	$[-0.67 \times 10^4, 0.67 \times 10^4]$
2	5.5	$\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$	$[-3.0 \times 10^4, 3.0 \times 10^4]$	$[-1.6 \times 10^4, 1.7 \times 10^4]$
	5.0	$\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$	$[-3.5 \times 10^4, 3.4 \times 10^4]$	$[-3.2 \times 10^4, 3.1 \times 10^4]$
	0.7	$\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$	$[-3.6 \times 10^3, 3.5 \times 10^3]$	$[-1.9 \times 10^3, 2.2 \times 10^3]$
	0.6	$\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$	$[-3.7 \times 10^4, 3.3 \times 10^4]$	$[-2.1 \times 10^4, 2.1 \times 10^4]$
	0.4	$\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$	$[-0.95 \times 10^6, 0.94 \times 10^6]$	$[-0.84 \times 10^6, 0.83 \times 10^6]$

Унитарные и неунитарные пределы на константы при аномальных вершинах ВЧКБ на основе нейтринного канала распада Z

- Наблюдаемые пределы слабее ожидаемых по причине обнаружения превышения наблюдаемого $Z(\nu\nu)\gamma\gamma$ сигнала над теоретическими предсказаниями в регионе поиска аномальных вершин ВЧКБ. Превышение имеет значимость меньше 2σ по отношению к гипотезе с нулевым $Z(\nu\nu)\gamma\gamma$ сигналом.

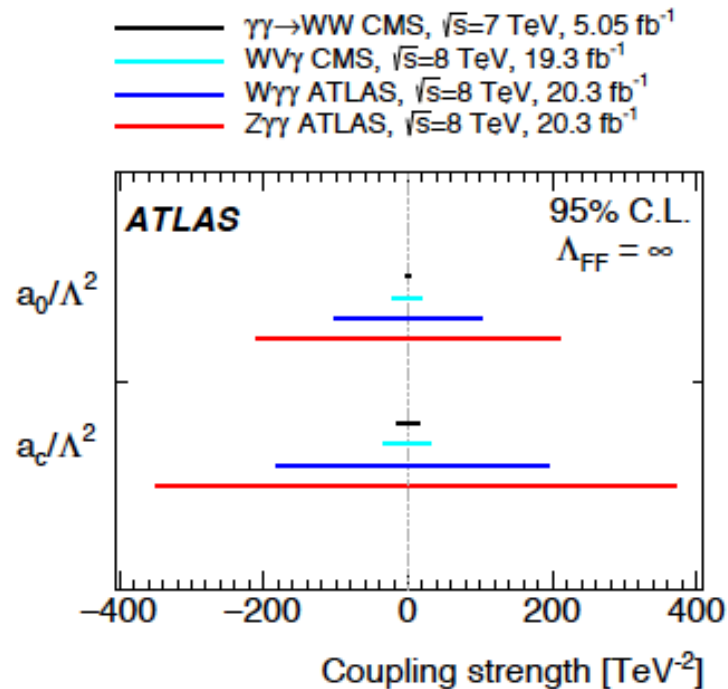
Экспериментальные и ожидаемые пределы 95% С.Л.

n	Λ_{FF} , ТэВ	Параметр	Наблюдаемые, ТэВ ⁻⁴	Ожидаемые, ТэВ ⁻⁴
0	∞	$\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$	[-1.6×10 ⁴ , 1.6×10 ⁴]	[-1.2×10 ⁴ , 1.2×10 ⁴]
		$\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$	[-2.9×10 ⁴ , 2.7×10 ⁴]	[-2.2×10 ⁴ , 2.2×10 ⁴]
		$\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$	[-0.86×10 ² , 1.03×10 ²]	[-0.65×10 ² , 0.82×10 ²]
		$\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$	[-0.69×10 ³ , 0.68×10 ³]	[-0.52×10 ³ , 0.52×10 ³]
		$\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$	[-0.74×10 ⁴ , 0.74×10 ⁴]	[-0.58×10 ⁴ , 0.59×10 ⁴]
2	5.5	$\frac{f_{M2}}{\Lambda^4}$	[-1.8×10 ⁴ , 1.9×10 ⁴]	[-1.4×10 ⁴ , 1.5×10 ⁴]
	5.0	$\frac{f_{M3}}{\Lambda^4}$	[-3.4×10 ⁴ , 3.3×10 ⁴]	[-2.6×10 ⁴ , 2.6×10 ⁴]
	0.7	$\frac{f_{T0}}{\Lambda^4}$	[-2.3×10 ³ , 2.1×10 ³]	[-1.9×10 ³ , 1.6×10 ³]
	0.6	$\frac{f_{T5}}{\Lambda^4}$	[-2.3×10 ⁴ , 2.2×10 ⁴]	[-1.8×10 ⁴ , 1.8×10 ⁴]
	0.4	$\frac{f_{T9}}{\Lambda^4}$	[-0.89×10 ⁶ , 0.86×10 ⁶]	[-0.71×10 ⁶ , 0.68×10 ⁶]

Унитарные и неунитарные пределы на константы при аномальных вершинах ВЧКБ на основе нейтринного и заряженных ($e^-e^+/\mu^-\mu^+$) каналов распада Z

- Для получения более строгих ограничений на аномальные вершины ВЧКБ экспериментальные измерения $Z(\nu\nu)\gamma\gamma$ сигнала были объединены с аналогичными результатами для заряженных каналов распада Z бозона: $Z(ee)\gamma\gamma$ и $Z(\mu\mu)\gamma\gamma$
- Незначительное улучшение пределов связано с тем, что в нейтринном канале рассматривается регион с более высоким порогом на $m_{\nu\nu}$, чем для заряженных каналов (200 ТэВ). Также в нейтринном канале распада отсутствует вклад от сигнала СМ, связанного и излучением заряженными лептонами фотонов.

Пределы на основе всех каналов $Z(\ell/\nu\nu)\gamma\gamma$ + сравнение с результатами других экспериментов



$$\frac{f_{M0}}{\Lambda^4} = \frac{a_0}{\Lambda^2} \frac{1}{g^2 v^2}$$

$$\frac{f_{M1}}{\Lambda^4} = -\frac{a_c}{\Lambda^2} \frac{1}{g^2 v^2}$$

$$\frac{f_{M2}}{\Lambda^4} = \frac{a_0}{\Lambda^2} \frac{2}{g^2 v^2}$$

$$\frac{f_{M3}}{\Lambda^4} = -\frac{a_c}{\Lambda^2} \frac{2}{g^2 v^2}$$

$$\frac{f_{M4}}{\Lambda^4} = -\frac{a_0}{\Lambda^2} \frac{1}{g^2 v^2}$$

$$\frac{f_{M5}}{\Lambda^4} = -\frac{a_c}{\Lambda^2} \frac{2}{g^2 v^2}$$

$$\frac{f_{M6}}{\Lambda^4} = \frac{a_0}{\Lambda^2} \frac{2}{g^2 v^2}$$

$$\frac{f_{M7}}{\Lambda^4} = \frac{a_c}{\Lambda^2} \frac{2}{g^2 v^2}$$